

Title	地形によって励起された強制ロスビー波による抵抗 (非線形・大自由度の波動現象の数理)
Author(s)	内本, 圭亮; 久保川, 厚
Citation	数理解析研究所講究録 (2000), 1152: 184-198
Issue Date	2000-05
URL	<a href="http://hdl.handle.net/2433/64082">http://hdl.handle.net/2433/64082</a>
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

# 地形によって励起された強制ロスビー波による抵抗

北大院地球環境 内本 圭亮 (Keisuke UCHIMOTO)

北大院地球環境 久保川 厚 (Atsushi KUBOKAWA)

## 1 序

凹凸のある底の上を流体が流れると底から力を受けることが知られている．一般的には流れに対して逆向きに力を受けるので form drag (形状抵抗) と言われている．海洋物理学の分野においては，南極大陸の周りを流れる南極周極流の流量の決定に海底地形による form drag が重要な役割を果たしているということが約半世紀前から言われている．底が平な条件では，現実の南極周極流よりももっと流量が大きくなるはずであり，それが現実に見られるような流量になっているのは底地形による form drag のためだと考えられているのである．

南極周極流に関連して form drag を簡単な系でしらべた研究としては，Wang and Huang(1995) がある．彼らが扱った系は，海嶺型の底地形をもつ  $\beta$  平面水路で  $f/h$  ( $f$ : コリオリパラメータ,  $h$ : 流体の厚さ) のコンターが海嶺のところで壁にぶつかるような系である．この場合，西岸境界流と同じような境界流ができることによって form drag が生じる．

本研究では海嶺型の底地形ではなく波形の底地形を持つ  $\beta$  平面水路を考えて，エクマン摩擦がなく運動量の sink が form drag のみの場合，水路を流れる流量が風の大きさ，地形の大きさなどによってどのような大きさになるのかを順圧準地衡流モデルで調べた．

## 2 モデル

計算に用いた方程式は，無次元化した準地衡流渦位方程式

$$\frac{\partial \nabla^2 \psi}{\partial t} + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} + J(\psi, \nabla^2 \psi) + J(\psi, \eta) = A_H \nabla^4 \psi - \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (1)$$

と  $x$  方向の運動量に関する式

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \int -\frac{\partial \psi}{\partial y} dx dy = \int \int \eta \frac{\partial \psi}{\partial x} dx dy + \int \int \tau dx dy \quad (2)$$

である．ここで， $\psi$  は地衡流流線関数で， $u = -\frac{\partial \psi}{\partial y}$ ， $v = \frac{\partial \psi}{\partial x}$  である． $\eta$  は底地形である． $\tau$  は表面風応力で，本研究では簡単のため全領域で一様な大きさにした． $A_H$  は水平拡散係数である．

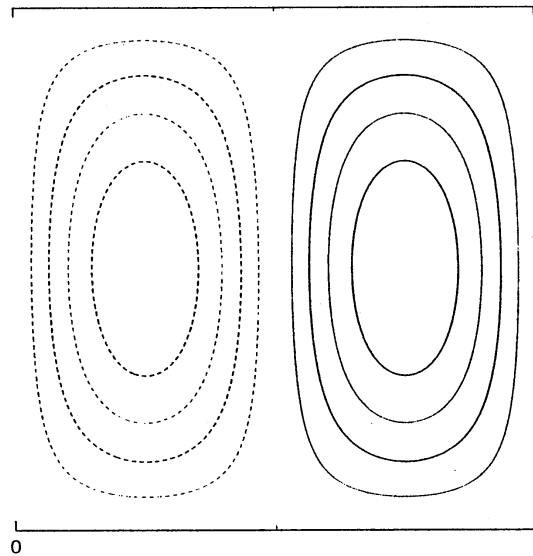


図 1: モデル領域. 東西にのびる  $\beta$  平面水路. 東西の境界は周期境界条件, 南北の境界は剛体壁. コンターは底地形 ( $\eta = -|\eta_0| \sin 2\pi x \sin \pi y$ ) のコンター. 実線が山, 点線が谷.

流線関数  $\psi$  は, 一様な zonal 流  $U$  を用いて

$$\psi = -Uy + \phi$$

と書くと上記の式はそれぞれ次のようになる.

$$\frac{\partial \nabla^2 \phi}{\partial t} + \beta \frac{\partial \phi}{\partial x} + U \frac{\partial \nabla^2 \phi}{\partial x} + J(\phi, \nabla^2 \phi) + J(\phi, \eta) + U \frac{\partial \eta}{\partial x} = A_H \nabla^4 \phi \quad (3)$$

$$\frac{dU}{dt} = \frac{1}{A} \int \int \eta \frac{\partial \phi}{\partial x} dx dy + \tau \quad (4)$$

ただし,  $A$  は領域の面積である.

モデル領域は、 $\beta$  平面水路で無次元長さ  $1 \times 1$  の大きさにした。南北の境界は剛体壁、東西の境界は周期境界条件とした。底地形  $\eta$  は最も波数の小さい  $\eta = \eta_0 \sin 2\pi x \sin \pi y$  とした (図 1)。

本稿では地形と同じ波数である  $(2\pi, \pi)$  の波数の擾乱のことを  $(2,1)$  の波と呼び、この波が停滞する流速  $U$  (すなわち、 $(2,1)$  の波の位相速度と同じ大きさで逆向きの  $U$ ) のことを  $(2,1)$  の波の共鳴流速と呼ぶことにする。また同様に  $(2\pi, 3\pi)$  の波数の擾乱を  $(2,3)$  の波と呼び、それが停滞する  $U$  を  $(2,3)$  の波の共鳴流速と呼ぶことにする。

### 3 グリッドモデル・高次スペクトルモデルによる実験結果

グリッドモデルを用いて計算した結果の例が図 2 である。 $\eta_0 = 5.0 \times 10^{-2}$ ,  $\tau = 2.5 \times 10^{-5}$ ,  $\beta = 1.0$  であり、 $A_H$  は、上の図が  $2.5 \times 10^{-5}$ , 下の図が  $3.0 \times 10^{-5}$  である。静止状態から  $\tau$  を与えたときの  $U$  の時系列である。

ここで着目したい点は、ほぼ定常に達する場合、 $U$  の値は、地形との共鳴流速近傍になる場合と  $(2,3)$  の波の共鳴流速近傍になる場合の 2 つに分かれるという点である。図は省略するが、拡散係数がこの 2 つの値の間の値の場合でも実験したが、 $A_H = 2.5 \times 10^{-5}$  から  $A_H$  を大きくしていくと、 $U$  は 0.6 くらいまでは徐々に小さくなっていくが、その後はいきなり図 2 の下図のように  $(2,3)$  の波の共鳴流速近傍になる。

これらいずれの場合も、一度  $(2,1)$  の波の共鳴流速まで加速された後に急減速が起き、その後準定常な状態へと移行している。この急減速は  $(2,1)$  の波の共鳴流速近傍で大振幅になった  $(2,1)$  の波が碎破し、高波数の波にエネルギーが移る過程で生じる。そして、この急減速の後には高波数領域のエネルギーは高いままである。このことは、その後の準定常状態への移行の際には渦粘性のようなものが重要であることが示唆される。したがって最初から大きな  $A_H$  を用いれば  $(2,1)$  の波の共鳴流速に達する前に準定常な状態が生じることが期待される。また、大きな渦粘性は小さな  $\tau$  に対応するので、ここでは  $\tau$  を小さくして実験を行うことにした。そこで、 $\tau$  を  $2.5 \times 10^{-6}$  にして実験してみた。

図 3 がその結果である。これは  $x, y$  両方向とも 50 の波数までを取った高次スペクトルモデルで計算した結果である。風を小さくすると、最初に  $(2,3)$  の波の共鳴流速に達したときにそれ以上加速されなくなっている。尚、 $\tau$  をもう少し大きくすると  $(2,1)$  の波の共鳴流速に近づくがその際には急減速が必ず起きるようである。

地形が  $(2,1)$  であるので、 $(2,1)$  の波の共鳴流速というのは、form drag を作る  $(2,1)$  の波が停滞する流速である。したがって適度な散逸があれば、 $(2,1)$  の波の共鳴流速で定常に達することはそれほど不可思議なことではない。しかし、 $(2,3)$  の波の共鳴流速近傍に  $U$  が維持されるのは何故なのか？これについて以下で、トランケーションを厳しくした低次モデルを用いて考察する。

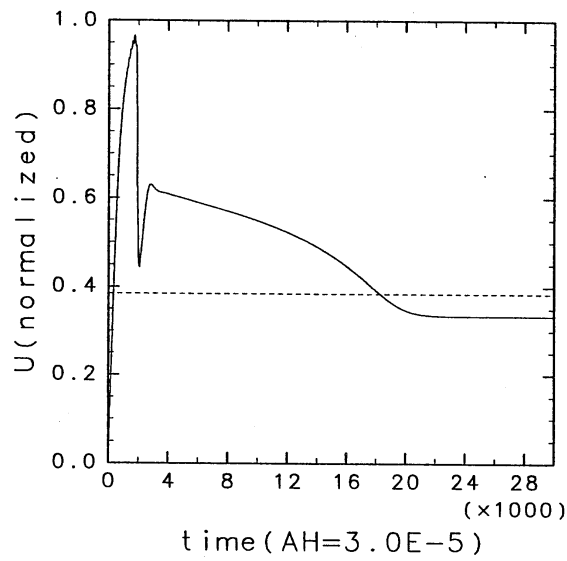
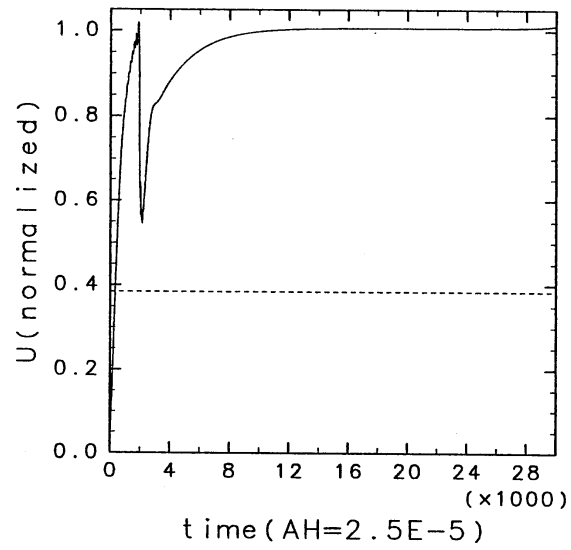


図 2:  $|\eta_0| = 0.05, \tau = 2.5 \times 10^{-5}, \beta = 1.0$  でグリッドモデルで計算したときの  $U$  の時系列. ただし,  $U$  は (2,1) の波の共鳴流速で規格化してある ( $U = 1.0$  が (2,1) の波の共鳴流速). 点線は (2,3) の波の共鳴流速. 上は  $A_H = 2.5 \times 10^{-5}$ , 下は  $A_H = 3.0 \times 10^{-5}$ .

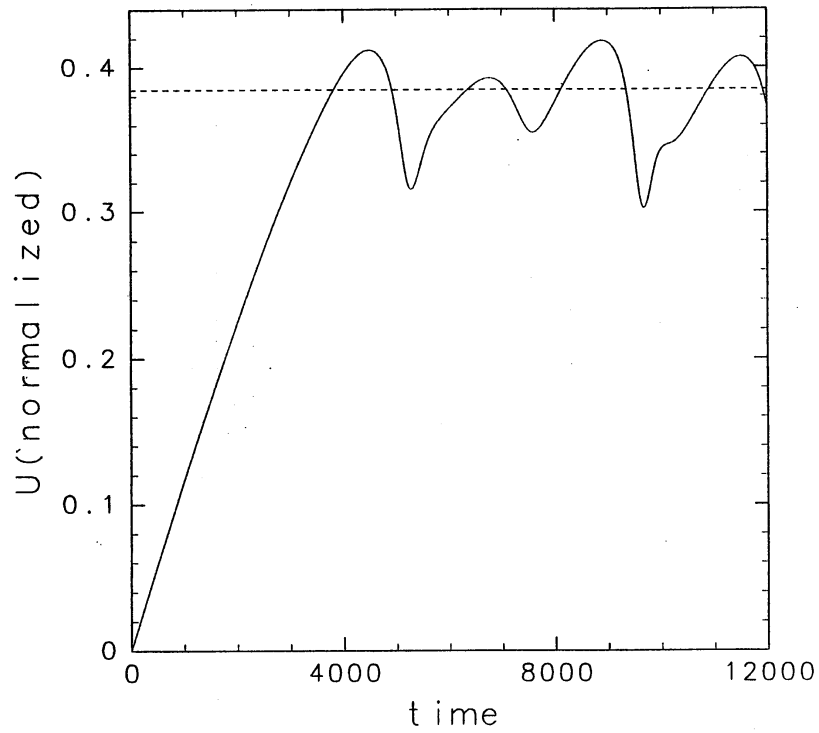


図 3:  $|\eta_0| = 0.05, \tau = 2.5 \times 10^{-6}, \beta = 1.0$  で高次スペクトルモデルで計算したときの  $U$  の時系列. ただし,  $U$  は (2,1) の波の共鳴流速で規格化してある ( $U = 1.0$  が (2,1) の波の共鳴流速). 点線は (2,3) の波の共鳴流速.  $A_H = 2.5 \times 10^{-5}$ .

## 4 6 連立方程式

### 4.1 定式化

この節では、低次モデルを用いて考察するが、領域の大きさが  $1 \times 1$  だと式の中に  $\pi$  がでてきて煩雑になるので、 $\pi \times \pi$  の領域で定式化することにする。ただし、パラメータの値や結果については、グリッドモデルの結果と容易に比較できるようにするため、領域が  $1 \times 1$  のときの値に換算してある。

地形の波数である (2,1), 問題となっている (2,3), この2つの波数をつなぐ zonal 成分のみを残して、 $\phi$  を以下のようにする。

$$\begin{aligned}\phi &= A_{21} \cos 2x \sin y + B_{21} \sin 2x \sin y \\ &+ A_{23} \cos 2x \sin 3y + B_{23} \sin 2x \sin 3y \\ &+ C_{02} \sin 2y\end{aligned}\quad (5)$$

そうすると準地衡流渦位方程式と  $x$  方向の運動量の式はそれぞれ次のようになる。

$$\frac{dA_{21}}{dt} = \frac{2}{5}(\beta - 5U)B_{21} - \frac{2}{5}B_{21}C_{02} + \frac{18}{5}B_{23}C_{02} + \frac{2}{5}\eta_0 C_{02} + \frac{2}{5}\eta_0 U - 5A_H A_{21} \quad (6a)$$

$$\frac{dB_{21}}{dt} = -\frac{2}{5}(\beta - 5U)A_{21} + \frac{2}{5}A_{21}C_{02} - \frac{18}{5}A_{23}C_{02} - 5A_H B_{21} \quad (6b)$$

$$\frac{dA_{23}}{dt} = \frac{2}{13}(\beta - 13U)B_{23} + \frac{2}{13}(B_{21}C_{02} - C_{02}\eta_0) - 13A_H A_{23} \quad (6c)$$

$$\frac{dB_{23}}{dt} = -\frac{2}{13}(\beta - 13U)A_{23} - \frac{2}{13}A_{21}C_{02} - 13A_H B_{23} \quad (6d)$$

$$\frac{dC_{02}}{dt} = 2(B_{21}A_{23} - A_{21}B_{23}) - \frac{1}{4}A_{21}\eta_0 + \frac{1}{4}A_{23}\eta_0 - 4A_H C_{02} \quad (6e)$$

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{1}{2}\eta_0 A_{21} + \tau \quad (6f)$$

底地形は、

$$\eta = \eta_0 \sin 2\pi x \sin \pi y$$

である。 $\eta_0 < 0$  としたので、 $A_{21} < 0$  の場合  $U$  に対する抵抗となる。

また、領域が  $\pi \times \pi$  の場合、(2,3) の波の共鳴流速は  $\frac{\beta}{13}$  である。

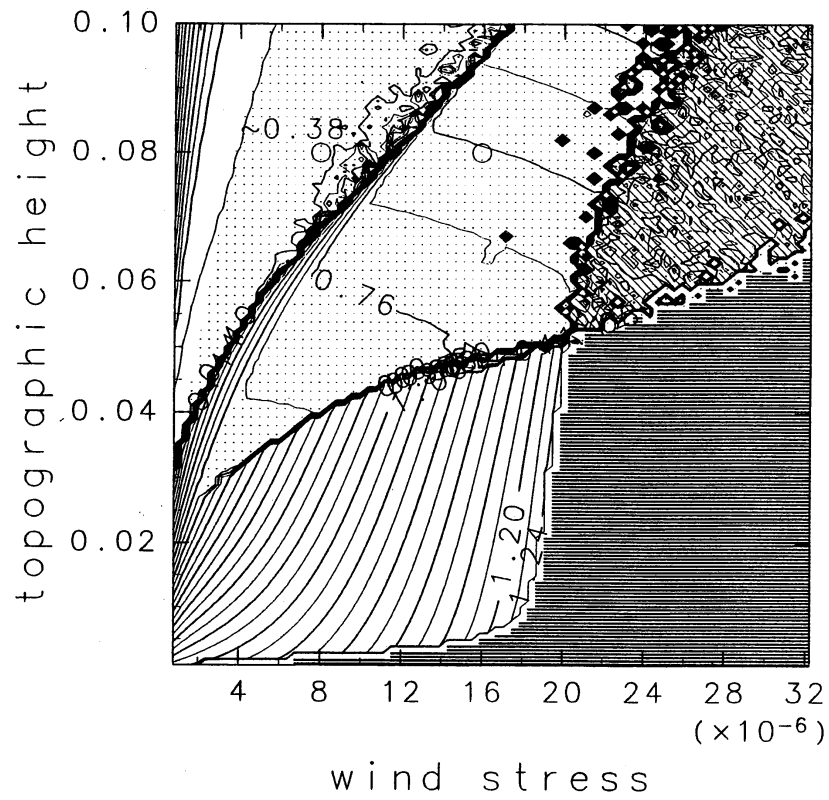


図 4: 静止状態を初期条件とし 6 連立方程式を十分長い時間積分した後の  $U$ . 図の網目部は  $U$  の標準偏差が 0.01 ~ 0.03, 斜線部は標準偏差が 0.3 以上, 横線部は  $U$  が  $\infty$  に発散.



## 4.2 $\eta - \tau$ 空間の $U$

$\eta_0$  や  $\tau$  を変えたときに十分時間が経ったときの  $U$  がどうなるのかを調べた．静止状態を初期条件として時間積分し，十分時間が経った後の  $U$  (平均値) のコンターを  $\eta - \tau$  空間で描いたものが図 4 である． $A_H$  は  $2.5 \times 10^{-5}$  である．また  $U$  の値は，(2,1) の波の共鳴流速で規格化してある ( $U = 1.0$  が (2,1) の波の共鳴流速)．

図の白地のところは  $U$  の標準偏差が 0.01 以下のところで  $U$  が振動せずほぼ一定値を取るところ (定常領域)，斜線部は標準偏差が 0.3 以上のところで大きく振動をするところ，横線部は  $U$  が  $\infty$  に発散するところである．網目部は小さい振幅で振動するところである．具体的には，図 5 のような  $U$  の時系列をとる．図 5 は図 4 の図中に  $\bigcirc$  をつけた 3 点の  $U$  である．

図 4 を見ると，この 6 連立方程式系では， $U$  の取り得る値は連続的に変わっていくのではなく 0.39 近傍 ((2,3) の共鳴流速  $\sim 0.384$ )，0.8 近傍，1.0 近傍の 3 箇所というように，離散化していることが分かる．特に注目すべきは，0.39 近傍では，他の 2 箇所のように  $\eta$  や  $\tau$  の値によって  $U$  が少しずつ変化するわけではなくて，広い範囲に渡って同じ値になっているということである．

## 4.3 form drag と $U$ の関係

$U$  を固定して擾乱がない状態から定常に達するまで積分し，form drag と  $U$  の関係を調べた (図 6)．図 6 で右上がりになっているところは， $U$  を固定していない場合に安定解を取り得るところである．定常点より  $U$  が少し大きくなると form drag も大きくなるので減速される ( $U$  が大きくなる) し，定常点より  $U$  が少し小さくなると form drag も小さくなるので加速される ( $U$  が小さくなる) からである．逆に右下がりのところでは，定常点より少し  $U$  が大きくなると form drag が小さくなってますます  $U$  が大きくなるし，定常点より少し  $U$  が小さくなると form drag が大きくなってますます  $U$  が小さくなるため安定解とはなり得ない．

このことを考慮して  $U$  の取り得る値を考えると定性的には図 5 とよく一致する．すなわち，地形が小さい場合は  $U = 1.2$  あたりにしかピークがないが，地形が大きくなっていくと  $U = 0.4$  近傍や  $U = 0.8$  近傍にもピークが出てきて，その辺りの  $U$  も取り得るということを意味している．

図 6 の縦軸の form drag とは， $\tau$  がそれと等しい値のときに  $\frac{dU}{d\tau} = 0$  になる値のことである． $\eta_0 = 0.045$  以上の場合， $U = 0.4$  近傍のピークが非常に大きいので，図 5 の範囲の  $\tau$  だと  $U = 0.4$  を越えられないように思われる．しかし，実際にはそうはならない．これはこの form drag が定常状態のものであることによると考えられる． $\tau$  を与えた場合， $U$  は徐々に増加する．したがって，場が定常になる前に  $U$  が 0.4 を越えてしまえば， $U = 0.4$  近傍での定常 form drag の大きさに関わらず  $U$  は次のピークまで加速できることになる．

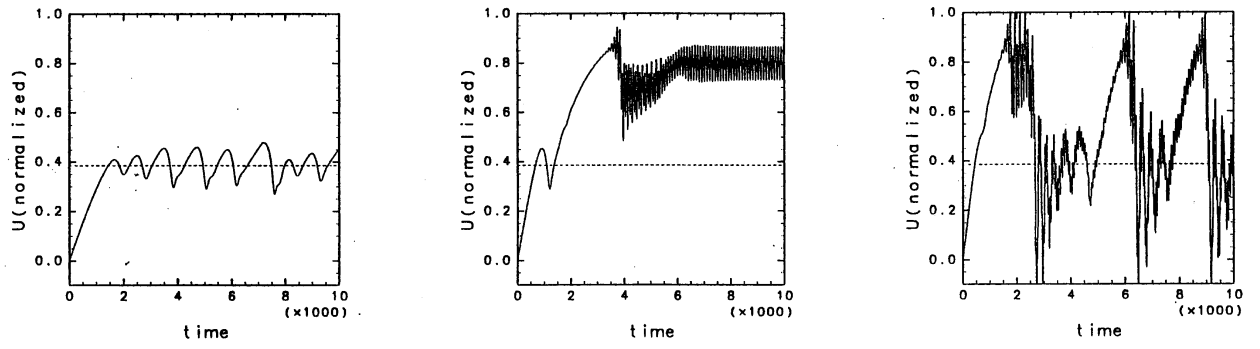


图 5:  $|\eta_0| = 0.08$ ,  $A_H = 2.5 \times 10^{-5}$ . 左图:  $\tau = 8.0 \times 10^{-6}$ . 中图:  $\tau = 1.6 \times 10^{-6}$ . 右图:  $\tau = 2.4 \times 10^{-6}$ .

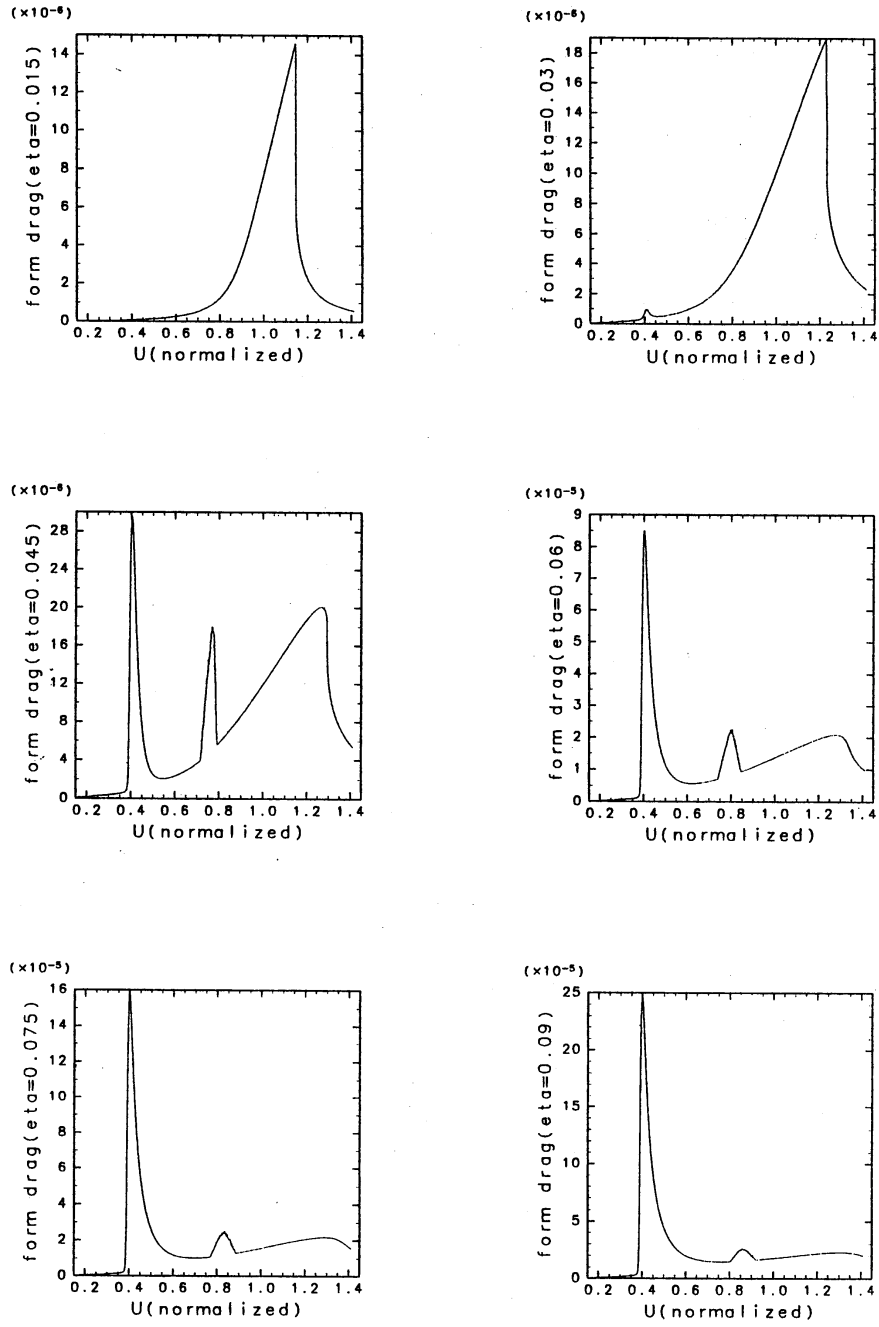


図 6: form drag と  $U$  の関係. 上段左:  $|\eta_0| = 0.015$ , 上段右:  $|\eta_0| = 0.03$ , 中段左:  $|\eta_0| = 0.045$ , 中段右:  $|\eta_0| = 0.06$ , 下段左:  $|\eta_0| = 0.075$ , 下段右:  $|\eta_0| = 0.09$ .  $A_H = 2.5 \times 10^{-5}$

ここで現れたピークのうち、 $U = 1.2$  近傍のピークは地形との共鳴流速、 $U = 0.4$  近傍のピークは (2,3) の波との共鳴流速で  $U$  が定常になる（振動を含む）ことを意味しているものと思われるが、0.75 近傍のピークは何なのかは現在のところ分からない。

次節では、 $U = 0.4$  近傍のピークについて考察する。

#### 4.4 (2,3) 共鳴流速での form drag の急増

6 連立方程式において (2,3) の波の共鳴流速で form drag が急増することについて考察する。前節では  $A_H = 2.5 \times 10^{-5}$  の場合の計算結果を示したが、ここではより簡単のために、 $A_H = 0.0$  の場合で考察する。 $A_H = 0.0$  でも (2,3) の波の共鳴流速近傍で  $U$  は振動する。

図 7 は  $\eta_0 = -0.075$ ,  $\tau = 3.98 \times 10^{-6}$  のときの  $U$  と各係数の時系列である。 $U$  が (2,3) の波の共鳴流速に近づくと  $A_{21}$  (form drag 成分) が急成長して、 $U$  が (2,3) の波の共鳴流速を越えたところで減速している。これを各成分を適当にスケールリングすることによって説明する。

以下では  $\eta_0$  と  $\tau$  を既知量とし、 $|\eta_0| (= \varepsilon)$  で展開する。 $\beta = O(1)$  とする。

$\beta - 13U = O(1)$  の場合

$\beta - 13U = O(1)$  というのは、 $U$  が (2,3) の波の共鳴流速より小さい場合に対応する。このときの時間変化は、 $\tau \ll 1$  なら、時間も  $T_1 = \varepsilon_T t$  ( $\varepsilon_T \ll 1$ ) というふうにかくことができる。この場合、時間変化が非常に小さく、また、初期には擾乱成分の振幅は 0 なので、(6a) 式では、右辺第 1 項と第 5 項が釣り合うことになる。したがって、 $B_{21} = O(\varepsilon)$  である。他方、(6d) 式により、 $A_{23} = O(A_{21}C_{02})$  と考えられ、 $C_{02} < O(1)$  であろうから、(6b) 式での釣り合いは左辺と右辺第 1 項となる。これより、 $A_{21} = O(\varepsilon\varepsilon_T)$ 。したがって、 $A_{23}$  の大きさは、 $(\varepsilon\varepsilon_TC_{02})$  となる。この関係を (6c) に代入すると、この式の左辺は右辺の項に比べて十分小さく、右辺の項の釣り合いにより、 $B_{23} = O(\varepsilon C_{02})$  であることがわかる。これらの大きさを (6e) で用いると右辺では、第 3 項が他のものよりも大きく、この項と左辺の釣り合いにより  $C_{02} = O(\varepsilon^2)$  であることがわかる。以上のことより、

$$\begin{aligned} B_{21} &= \varepsilon B_{21}^{(1)} + \varepsilon^3 B_{21}^{(3)} + \cdots \\ A_{21} &= \varepsilon\varepsilon_T A_{21}^{(3)} + \cdots \\ C_{02} &= \varepsilon^2 C_{02}^{(2)} + \varepsilon^4 C_{02}^{(4)} + \cdots \\ B_{23} &= \varepsilon^3 B_{23}^{(3)} + \cdots \\ A_{23} &= \varepsilon^3 \varepsilon_T A_{23}^{(5)} + \cdots \\ \tau &= \varepsilon_T \tau \end{aligned}$$

と展開できる。展開の低次の項だけをとったときの方程式は以下のようなになる。

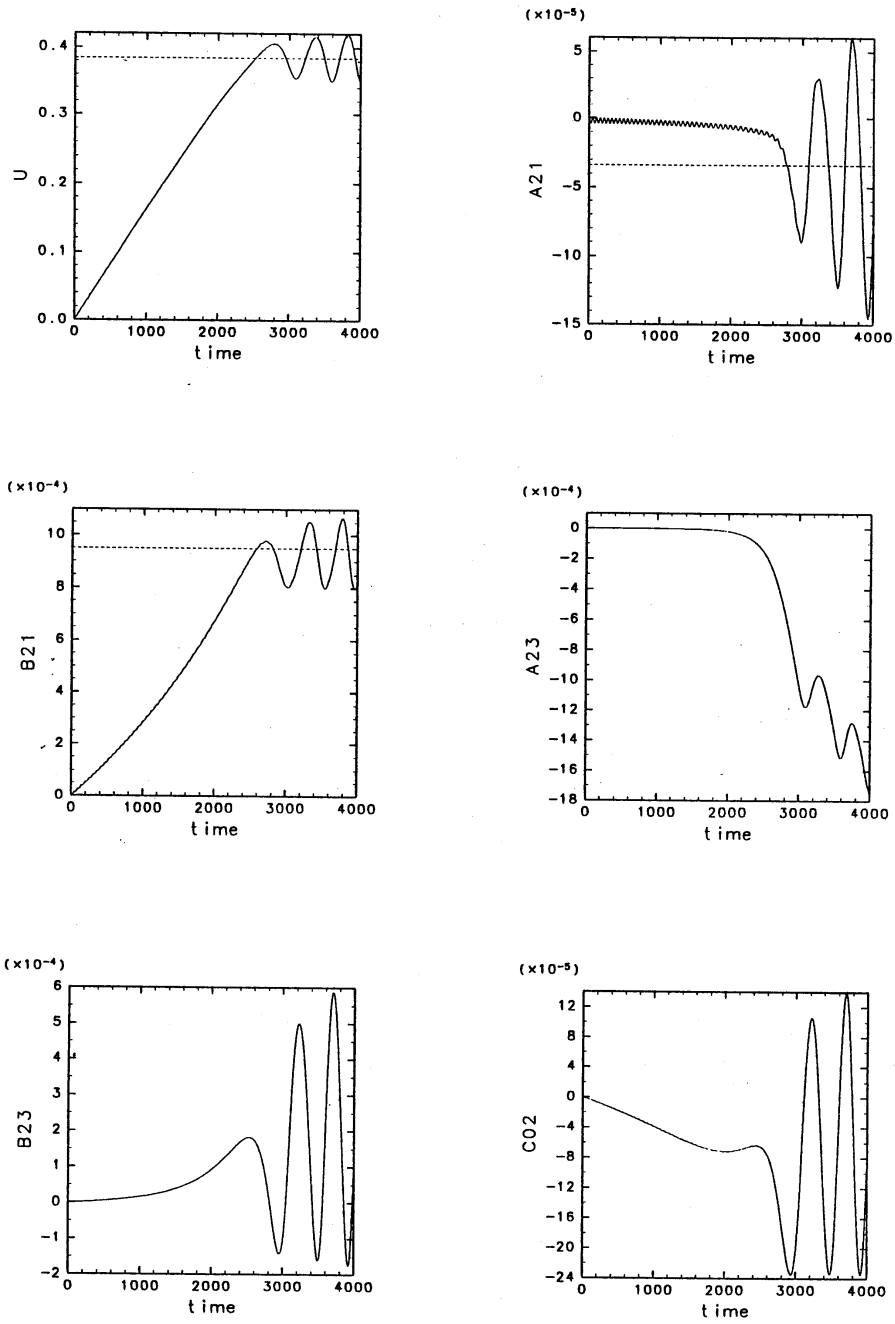


図 7: 各成分の時系列. 上段左:  $U$ , 上段右:  $A_{21}$ , 中段左:  $B_{21}$ , 中段右:  $A_{23}$ , 下段左:  $B_{23}$ , 下段右:  $C_{02}$ .  $\eta_0 = -0.075$ ,  $\tau = 3.98 \times 10^{-6}$ ,  $A_H = 0.0$ .

$$\frac{2}{5}(\beta - 5U) B_{21}^{(1)} + \frac{2}{5}U = 0 \quad (7)$$

$$\frac{2}{5}(\beta - 5U) B_{21}^{(3)} + \frac{2}{5}(-B_{21}^{(1)} + \eta_0) C_{02}^{(2)} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{dB_{21}^{(1)}}{dT_1} = -\frac{2}{5}(\beta - 5U) A_{21}^{(3)} \quad (9)$$

$$\frac{dC_{02}}{dT_1} = \frac{1}{4}A_{21}^{(3)} \quad (10)$$

$$0 = \frac{2}{13}(\beta - 13U) B_{23}^{(3)} + \frac{2}{13}(B_{21}^{(1)} + 1) C_{02}^{(2)} \quad (11)$$

$$\frac{dB_{23}^{(3)}}{dT_1} = -\frac{2}{13}(\beta - 13U) A_{23}^{(5)} - \frac{1}{13}A_{21}^{(3)} C_{02}^{(2)} \quad (12)$$

$$\frac{dU}{dT_1} = \tau \quad (13)$$

(9), (10) により  $B_{21}$  と  $C_{02}$  は大きさは異なるが同じように増加していくことがわかる.

$\beta - 13U = O(\varepsilon^2)$  の場合

$U$  が成長して  $\beta - 13U \leq O(\varepsilon)$  になると上の展開が成り立たなくなってバランスが崩れる.  $\beta - 13U = O(\varepsilon^2)$  のときの変動時間を次のように新たにスケーリングする.

$$T_2 = \varepsilon_{T_2} t \quad (14)$$

また,  $A_{21}$  と  $A_{23}$  のスケーリングファクターをそれぞれ  $\varepsilon_{A_{21}}$ ,  $\varepsilon_{A_{23}}$  とする.

$\frac{dA_{23}}{dt}$  の式 (11) は, 右辺第 1 項が小さくなるので第 2 項とつりあわなくなる. したがって, (11) の右辺第 2 項は  $\frac{dA_{23}}{dt}$  と釣り合わないといけなくなるので,

$$\varepsilon_{T_2} \varepsilon_{A_{23}} \frac{dA_{23}}{dT_2} = \frac{2}{13} \varepsilon^3 (B_{21}^{(1)} + 1) C_{02}^{(2)}. \quad (15)$$

すなわち,  $A_{23}$  が成長する. これより,

$$\varepsilon_{T_2} \varepsilon_{A_{23}} = \varepsilon^3. \quad (16)$$

$A_{23}$  が成長するので,  $\frac{dC_{02}}{dt}$  の式の中に  $A_{23}$  の項が入り次式のようになる.

$$\varepsilon_{T_2} \varepsilon^2 \frac{dC_{02}^{(2)}}{dT_2} = \frac{1}{4} \varepsilon \varepsilon_{A_{21}} A_{21} + 2 \varepsilon^3 \varepsilon_{A_{23}} B_{21}^{(3)} A_{23}. \quad (17)$$

また,  $A_{21}$  のオーダーは  $\frac{dU}{dt}$  の式により決まる.  $U$  を (2,3) の共鳴流速 ( $\frac{\beta}{13}$ ) とそれからのずれ ( $\varepsilon^2 U^{(2)}$ ) に分ける.

$$U = \frac{\beta}{13} + \varepsilon^2 U^{(2)}$$

form drag が働かなければならないので  $\frac{dU}{dt}$  の式は,

$$\varepsilon^2 \varepsilon_{T_2} \frac{dU^{(2)}}{dT_2} = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_{A_{21}} A_{21} + \varepsilon_T \tau. \quad (18)$$

(17), (18) より,

$$\varepsilon_{T_2} \varepsilon = \varepsilon_{A_{21}} \quad (19)$$

$$\varepsilon_{T_2} = \varepsilon \varepsilon_{A_{23}} \quad (20)$$

$$(21)$$

これらと (16) より,

$$\varepsilon_{A_{21}} = \varepsilon^3 \quad (22)$$

$$\varepsilon_{T_2} = \varepsilon^2 \quad (23)$$

$$\varepsilon_{A_{23}} = \varepsilon \quad (24)$$

したがって,  $A_{23}$  はこの場合, 非常に大きくなりうる事がわかる. これらより,  $\frac{dB_{21}}{dt}$ ,  $\frac{dA_{23}}{dt}$ ,  $\frac{dC_{02}}{dt}$  の式は, 以下のようになる.

$$0 = -\frac{2}{5} (\beta - 5U) A_{21}^{(3)} - \frac{18}{5} A_{23}^{(1)} C_{02}^{(2)} = 0 \quad (25)$$

$$\frac{dA_{23}^{(1)}}{dT_2} = \frac{2}{13} (B_{21}^{(1)} + 1) C_{02}^{(2)} - 2U^{(2)} B_{23}^{(1)} \quad (26)$$

$$\frac{dC_{02}}{dT_2} = 2B_{21}^{(3)} A_{23}^{(1)} + \frac{1}{4} A_{21}^{(3)} \quad (27)$$

(25) のバランスの式により,  $A_{23}$  が成長すると  $A_{21}$  も成長しなければならなくなる. さらに  $A_{21}$  の成長により  $C_{02}$  も成長し ((27) 式), それが  $A_{23}$  の成長につながる ((26) 式). このようなフィードバックにより,  $U$  が (2,3) の共鳴流速近傍まで加速されると急に form drag が大きくなる ( $A_{21}$  が急成長する) ものと考えられる.

図 8 は, そのときの (6) の各項の時系列である.  $B_{21}$  の図を見ると, おおよそ  $-\frac{2}{5}(\beta - 5U)A_{21}$  と  $-\frac{18}{5}A_{23}C_{02}$  が釣り合っている. また,  $A_{23}$  の図を見ると, 時間 2,000 を過ぎた辺りから,  $\frac{2}{13}(\beta - 13U)$  が減少するために  $\frac{dA_{23}}{dt}$  が負で大きくなっている. また  $C_{02}$  の図を見ると, 時間 2,500 辺りで  $\frac{1}{4}A_{21}\eta_0$  が負で大きくなるために  $\frac{dC_{02}}{dt}$  が負で大きくなっている.

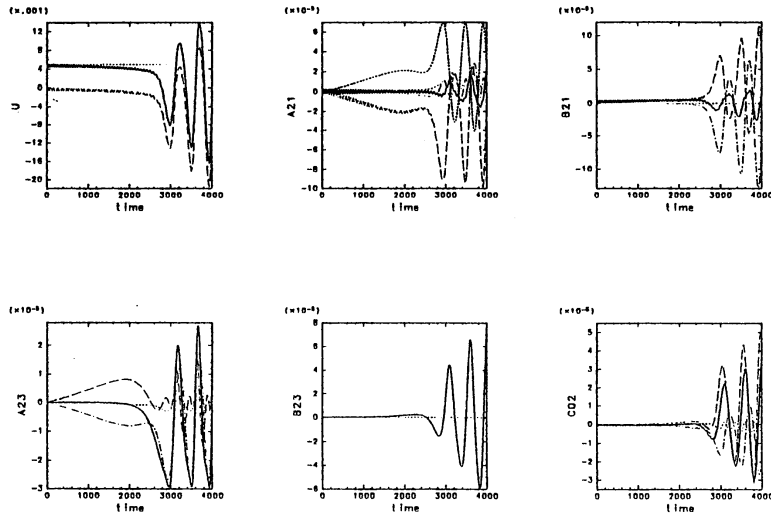


図 8: 6 連立方程式の各項の時系列. 上段左:  $\frac{dU}{dt}$  (実線). 点線  $\tau$ , 破線  $-\frac{1}{2}\eta_0 A_{21}$ . 上段中:  $\frac{dA_{21}}{dt}$  (実線). 太点線  $\frac{2}{5}\eta_0 C_{02}$ , 破線  $\frac{2}{5}(\beta - 5U)B_{21} + \frac{2}{5}\eta_0 U$ , 細点線  $-\frac{2}{5}B_{21}C_{02}$ , 点鎖線  $\frac{18}{5}B_{23}C_{02}$ . 上段右:  $\frac{dB_{21}}{dt}$  (実線). 点線  $\frac{2}{5}A_{21}C_{02}$ , 破線  $-\frac{2}{5}(\beta - 5U)A_{21}$ , 点鎖線  $-\frac{18}{5}A_{23}C_{02}$ . 下段左:  $\frac{dA_{23}}{dt}$  (実線). 点線  $\frac{2}{13}B_{21}C_{02}$ , 破線  $\frac{2}{13}(\beta - 13U)B_{23}$ , 点鎖線  $-\frac{2}{13}C_{02}\eta_0$ . 下段中:  $\frac{dB_{23}}{dt}$  (実線). 点線  $-\frac{2}{13}A_{21}C_{02}$ , 破線  $-\frac{2}{13}(\beta - 13U)A_{23}$ . 下段右:  $\frac{dC_{02}}{dt}$  (実線). 点線  $-2A_{21}B_{23}$ , 破線  $2B_{21}A_{23} + \frac{1}{4}A_{23}\eta_0$ , 点鎖線  $-\frac{1}{4}A_{21}\eta_0$ . パラメータは図 7 と同じ.

## 5 まとめ

- 時間が十分経った後の  $U$  の値は取り得る値が決まっています, 地形の大きさなどのパラメータを変えると不連続に変わる ( $U$  の離散化).
- (2,3) の共鳴流速で form drag が強まるのは (2,3) の擾乱と (2,1) の擾乱の間にフィードバックが生じて両者が急成長するためである. 尚, 地形が小さい場合に (2,3) 共鳴流速に form drag のピークがない (図 6) のは, (2,3) 共鳴流速で form drag が大きくなるには,  $C_{02}$  がある程度大きい必要があり (そうでないと  $A_{23}$  が成長しない), そのためには  $\eta_0$  が大きくないといけないからである.

## 参考文献

Wang, L. and R. X. Huang, 1995: A linear homogeneous model of wind-driven circulation in a  $\beta$ -plane channel. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 587-603